

УДК 532.546:536.2

**УСЛОВИЯ РЕАЛИЗАЦИИ СВЕРХВЛАЖНОГО
ВНУТРИПЛАСТОВОГО ГОРЕНИЯ**
БОКСЕРМАН А. А., СТЕПАНОВ В. П.

К наиболее перспективным методам повышения нефтеотдачи относится внутрипластовое горение. При вытеснении нефти этим методом часть ее вытесняется водой и продуктами горения, а наиболее вязкие компоненты нефти сгорают (полностью или частично), повышая температуру в пласте, в результате чего снижаются вязкости нефти и воды, уменьшается различие в подвижностях нефти и вытесняющих агентов, увеличивается нефтеотдача.

Для осуществления горения в пласт закачивается окислитель, в качестве которого обычно используется воздух. Для розжига обычно используются забойные нагреватели, но в некоторых случаях нефть достаточно активна и происходит ее самовозгорание без дополнительного подвода тепла в пласт. Если закачивается сухой воздух, то процесс горения называют сухим. Особенностью его является то, что большая часть тепла, образовавшегося в результате горения, остается позади фронта горения. При добавлении к воздуху воды теплоемкость закачиваемой смеси повышается и конвективный перенос тепла позади фронта горения улучшается. При этом часть воды расходуется на заполнение порового пространства позади фронта горения, а часть испаряется и с другими газообразными продуктами перебрасывается вперед через зону горения. Внутрипластовое горение с закачкой воздуха и воды, при котором существует высокотемпературная зона с полностью испаряющейся в ней водой, называют влажным горением. При этом впереди фронта горения образуется зона с медленно меняющейся температурой — так называемое паровое плато. С увеличением водовоздушного отношения B размеры зоны перегретого пара сокращаются, а парового плато — увеличиваются. При дальнейшем увеличении водовоздушного отношения выделяющегося тепла горения не хватает для испарения всей воды, перебрасываемой через фронт горения, зона перегретого пара исчезает. Зона горения растягивается по паровой зоне. Часть закачиваемой воды, пронизывающей высокотемпературную зону, частично испаряется, а частично проходит ее в жидком виде. Такой процесс назвали сверхвлажным горением. Значение водовоздушного отношения B^* , отделяющего режимы влажного и сверхвлажного горения, зависит от концентрации сгорающего топлива и других параметров пластовой системы [1].

Добавление воды к воздуху при внутрипластовом горении существенно улучшает показатели процесса: уменьшается концентрация сгорающего топлива, растет паровое плато впереди фронта горения, уменьшается потребность в окислителе на вытеснение нефти, увеличивается скорость перемещения тепловой волны. При влажном горении температура в зоне горения достигает ~ 500 С. При сверхвлажном горении она зависит от пластового давления и может составлять 200–300 С. Заранее неизвестно, хватит ли тепла горения для поддержания тепловой волны и если хватит, то каковы максимальные значения водовоздушного отношения для этого процесса.

При математическом моделировании процесса сверхвлажного горения использовались разные гипотезы, справедливость которых не была очевидной. В [2] используется условие, что коэффициент использования топлива равен единице (топливо выгорает полностью). В [3] возможность осуществления этого процесса связывается с необходимостью полного потребления закачиваемого в пласт кислорода, т. е. принято, что коэффициент использования кислорода равен единице. В [4] на основе численного исследования задачи сверхвлажного горения типа бегущей волны сделан вывод о «весьма скромном потреблении нефти в процессе жидкофазного окисления». Ниже будет показано, что коэффициенты использования кислорода и топлива зависят от водовоздушного отношения и отношения максимальной интенсивности тепловыделения при горении в высокотемпературной волне к средней интенсивности теплопотерь. В [5] получена довольно узкая область существования процесса. В действительности рамки его значительно шире. Сужение возникло из-за неточности в записи уравнений сохранения. В [6] описаны основные достоинства процесса, экспериментально получена зависимость скорости волны от водовоздушного отношения, отмечено неполное выгорание топлива.

1. Уравнения сохранения массы нефти, воды, газовой фазы в целом, водяного пара, кислорода, энергии, законы Дарси и Аррениуса имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi_n}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{v}_n + q_n &= 0, \quad n=1, 2, 3 \\ \frac{\partial f_r \varphi_s}{\partial t} + \operatorname{div} f_r v_s + q_r &= 0, \quad r=0, s \\ \frac{\partial E}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{v}_e - \operatorname{div} \lambda \nabla T - q_e + q_T &= 0 \end{aligned} \quad (1.1)$$

$$w_n = -\frac{k_0 k_n}{\mu_n} \nabla p; \quad q_1 = z \varphi_1^{n_1} (f_0 \varphi_3)^{n_2} \exp\left(-\frac{E_0}{RT}\right)$$

$$\mathbf{v}_n = \rho_n \mathbf{w}_n; \quad \varphi_n = m s_n \rho_n; \quad \mathbf{v}_e = \sum_{n=1}^3 \mathbf{v}_n h_n$$

$$E = (1-m) \rho_c e_c + \sum_{n=1}^3 \varphi_n e_n; \quad h_n = e_n + \frac{p}{\rho_n}$$

$$e_s = f_s e_s + (1-f_s) e_g$$

где s , ρ , w — насыщенность, плотность и скорость фильтрации, m — пористость, k_0 — проницаемость, k_n — относительная фазовая проницаемость, μ_n — вязкость, f_0 , f_s — концентрации кислорода и пара в газовой фазе, q_n , q_0 , q_s — интенсивности фазовых переходов (горения) нефти ($n=1$), воды (2), газовой фазы (3), кислорода (0) и пара (s), e_e , e_n , e_s , e_g — внутренняя энергия скелета пористой среды, фазы n , водяного пара и газа без пара, h_n — энтальпия, p — давление, q_e , q_T — интенсивности тепловыделения горения и теплопотерь в окружающую среду, λ — коэффициент теплопроводности, E_0 — энергия активации, n_1 , n_2 — показатели реакции горения по нефти (топливу) и кислороду, z — постоянный коэффициент (предэкспонента), R — универсальная газовая постоянная.

Фазовые превращения в пластовых условиях можно считать равновесными, поскольку разработка элемента пласта продолжается годы. Учитывая, что газовая фаза состоит в основном из воздуха и водяных паров, и используя закон Дальтона, получим связь массовой концентрации пара f_s с давлением насыщенного водяного пара $p_*(T)$ и давлением в среде p

$$f_s = \frac{\gamma p_*}{p + (\gamma - 1) p_*} \quad (1.2)$$

где γ — отношение молекулярного веса воды к молекулярному весу воздуха. Интенсивность теплопотерь q_T будем описывать законом Ньютона

$$q_T = \delta (T - T_0) \quad (1.3)$$

где T , T_0 — температура в рассматриваемой точке пласта и окружающей среды, δ — коэффициент теплопотерь.

Для лабораторных моделей пласта без специального подогрева соотношение (1.3) выполняется с достаточной точностью. Для промысловых условий формула (1.3) может быть использована, если учесть зависимость δ от размеров тепловых зон, их расположения и уровня температуры.

Насыщенности фаз и интенсивности фазовых превращений и тепловыделения при горении связаны уравнениями

$$\begin{aligned} s_1 + s_2 + s_3 &= 1; \quad q_3 = -q_1 - q_2; \quad q_0 = R_0 q_1 \\ q_s &= -R_s q_1 - q_2; \quad q_e = r_1 q_1 \end{aligned} \quad (1.4)$$

где r_1 — калорийность топлива в данных условиях, R_0 , R_s — стехиометрические коэффициенты по кислороду и воде.

2. Для развитого процесса, когда фронты вытеснения нефти газом и водой ушли достаточно далеко от фронта горения, для окрестности фронта горения существует приближенное автомодельное решение типа бегущей волны. В этом случае уравнения (1.1)–(1.4) приводятся к виду [7]

$$\begin{aligned} \frac{du_1}{d\xi} &= -q_1; & \frac{du_2}{d\xi} &= -q_2; & \frac{du_3}{d\xi} &= q_1 + q_2 \\ \frac{df_0 u_3}{d\xi} &= -R_0 q_1; & \frac{df_s u_3}{d\xi} &= R_s q_1 + q_2; & u_n &= \rho_n (u_n - m s_n v) \\ -\lambda \frac{d^2 T}{d\xi^2} + \frac{du}{d\xi} + \delta(T - T_0) &= q_e; & u_n &= -\frac{k_0 k_n}{\mu_n} \frac{dp}{d\xi} \\ f_s &= \frac{\gamma p^*}{p + (\gamma - 1) p^*}; & q_1 &= z \varphi_1^{n_1} (f_0 \varphi_3)^{n_2} \exp\left(-\frac{E_0}{RT}\right) \\ u &= \sum_{n=0}^3 u_n h_n - m p; & u_0 &= -(1 - m) \rho_c v \end{aligned} \quad (2.1)$$

Краевые условия для этой системы следующие: в набегающем на волну потоке (при $\xi \rightarrow -\infty$) задаются $p = p_0$, $T = T_0$, скорости фильтрации воды w_2° , воздуха $(1 - f_s^\circ) w_3^\circ$, концентрация кислорода f_0° , впереди волны (при $\xi \rightarrow +\infty$) задаются концентрация топлива $m s_T \rho_1$ и $T = T_0$.

Система уравнений (2.1) имеет три интеграла

$$\begin{aligned} -R_0 u_1 + f_0 u_3 &= A_1; & u_2 + f_s u_3 + R_s u_1 &= A_2 \\ (1 - f_s) u_3 + (1 - R_s) u_1 &= A_3 \end{aligned} \quad (2.2)$$

Если ввести коэффициенты использования топлива α_1 и кислорода α_2 , то из уравнений (2.2) получаются соотношения

$$\begin{aligned} \alpha_1^- &= \Phi \alpha_2^+; & f_0 &= \frac{f_0^- (1 - f_s^-) (\Phi - \alpha_1^- + \alpha_1)}{(1 - f_s^-) (\Phi + R^* (\alpha_1^- - \alpha_1))}; & \Phi &= \frac{-f_0^- u_3^-}{R_0 u_1^+} \\ \alpha_1 &= 1 - \frac{u_1}{u_1^+}; & \alpha_2 &= 1 - \frac{f_0 u_3}{f_0^- u_3^-}; & R^* &= \frac{(1 - R_s) f_0^-}{(1 - f_s^-) R_0} \end{aligned} \quad (2.3)$$

Знаки «плюс» и «минус» относятся к передней и задней границам рассматриваемой зоны. Так как $f_0 \geq 0$, то из (2.3) следует, что $\alpha_1^- \leq \Phi$. С использованием соотношений (2.2) и приближенных выражений теплосодержаний h_n уравнение энергии приводится к виду

$$\begin{aligned} \lambda \frac{d^2 \theta}{d\xi^2} - a \frac{d\theta}{d\xi} - \delta \theta &= \frac{d\varphi}{d\xi}; & \theta &= T - T_0 \\ a &= u_0 c_c + A_2 c_2 + A_3 c_g; & r &= r_1 - (R_s c_2 + (1 - R_s) c_g - c_1) \theta. \end{aligned} \quad (2.4)$$

$$\begin{aligned} \varphi &= r u_1 + f_s u_3 r_2; & h_n &= c_n T', & n &= c, 1, 2, g \\ h_s &= h_2 + r_2; & T' &= T - T_0' \end{aligned}$$

где r_2 — теплота испарения воды (конденсации паров воды), ($n = c, 1, 2, g$) — теплоемкости скелета пласта, нефти, воды и газа при пластовом давлении, T_0' — температура замерзания воды.

Интегрируя (2.4) и используя условия $\theta_\xi' \approx 0$ при $\xi \rightarrow \pm\infty$, ξ_0 , где $\xi_0 = 0$ — координата с максимальной температурой, получим

$$a \theta_m + \delta S_\theta^- = -[\varphi]_{-\infty}^\circ; \quad -a \theta_m + \delta S_\theta^+ = -[\varphi]_0^\infty$$

(2.5)

$$S_0^- = \int_{-\infty}^0 \theta(\xi) d\xi; \quad S_0^+ = \int_0^{\infty} \theta(\xi) d\xi; \quad [\varphi]_a^b = \varphi(b) - \varphi(a)$$

Отсюда следует очевидное условие: интенсивность суммарного тепловыделения в тепловой волне $-[\varphi]_{-\infty}^{\infty}$ равна интенсивности суммарных теплопотерь δS_0 в окружающую среду, где $S_0 = S_0^- + S_0^+$.

Из уравнений (2.5) и (2.2) можно получить скорость волны

$$v = \frac{Q^{\pm} \mp \delta S_0^{\pm}}{h_{\sigma}^{\pm}}; \quad Q^{\pm} = \sum_{n=1}^3 (\rho w)_n^{\pm} [h_n]^{\pm}$$

$$[h_3]^{\pm} = f_s^{\pm} [h_s]^{\pm} + (1-f_s^{\pm}) [h_g]^{\pm}; \quad [h_n]^{\pm} = \pm [h_n]_0^{\pm \infty}$$
(2.6)

$$h_{\sigma}^{\pm} = (1-m) \rho_c [h_c]^{\pm} + \sum_{n=1}^3 \varphi_n^{\pm} [h_n]^{\pm} \mp \Delta q^{\pm} (h_1 + r_1)$$

Таким образом, скорость тепловой волны зависит от плотности потока энтальпии Q^{\pm} , интенсивности тепловыделения при горении $\Delta q^{\pm} (h_1(0) + r_1)$, теплоты конденсации пара, интенсивности суммарных теплопотерь δS_0^{\pm} и суммарной энтальпии пласта.

Если теплом горения, теплопотерями и теплом конденсации пара пренебречь по сравнению с потоком теплосодержания на переднем или заднем фронте волны, а также пренебречь потоком энтальпии с нефтью по сравнению с потоком энтальпии с водой и газом, то формула (2.6) совпадает с известной формулой Дитца для тепловой волны

$$v = \frac{(\rho w c)_2^+ + (\rho w c)_3}{c_{\sigma}}; \quad c_{\sigma} = (1-m) \rho_c c_c + \sum_{n=1}^3 (\varphi c)_n$$
(2.7)

$$c_3 = f_s c_2 + (1-f_s) c_g$$

где c_{σ} — объемная теплоемкость насыщенной жидкостью среды. С учетом соотношений $(\rho w)_2 \approx (\rho w)_2^{\circ} = \rho_2^{\circ} w_3^{\circ} B$, $(\rho w)_3 \approx (\rho w)_3^{\circ}$ эта формула принимает вид

$$v = w_3^{\circ} (\rho_2^{\circ} c_2 B + \rho_3^{\circ} c_g) / c_{\sigma}$$
(2.8)

Здесь $B = w_2^{\circ} / w_3^{\circ}$ — водовоздушное отношение, индекс 0 относится к параметрам в нормальных условиях.

Из (2.8) следует, что при постоянном расходе воздуха скорость v тепловой волны сверхвлажного горения в первом приближении линейно зависит от B . Более точная зависимость дается формулой (2.6).

3. Так как в зоне с высокой температурой нефтенасыщенность относительно низка, то скоростью фильтрации нефти можно пренебречь по сравнению со скоростью захвата ее волной $w_1 \ll m s_1 v$. Из этого следует, что $\varphi_1 \approx -u_1/v$. В результате уравнения сохранения массы нефти и энергии с учетом (2.3) можно записать в виде

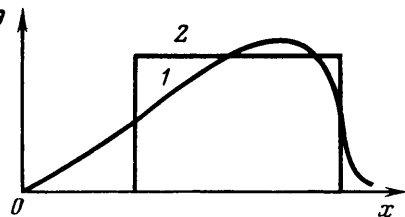
$$u_1 = \frac{d\alpha_1}{d\xi} = \frac{AR(1-\alpha_1)^{n_1} (\Phi - \alpha_1^- + \alpha_1)}{(\Phi + R^*(\alpha_1^- - \alpha_1))^{n_2}}; \quad \frac{d\varphi}{d\xi} = -\delta\theta_m$$

$$AR = z \left(-\frac{u_1^+}{v} \right)^{n_1} \left(\frac{f_0^- (1-f_s) \varphi_3}{1-f_s^-} \right)^{n_2} \exp \left(-\frac{E}{RT} \right)$$
(3.1)

Величина φ_3 мало меняется внутри тепловой волны. Для упрощения анализа в (3.1) принято обычное для исследования сверхвлажного горения допущение, что температура внутри волны постоянна (фиг. 1), т. е. реальный температурный профиль (1) заменен ступенькой (2). Тогда $AR = \text{const}$ и после интегрирования этих уравнений по длине зоны получим

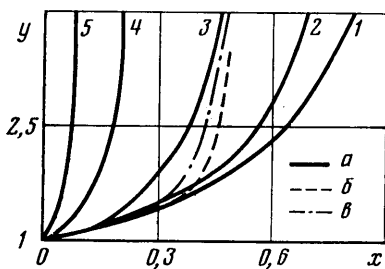
$$-\frac{LAR}{u_1^+} = F(\alpha_1^-); \quad l\delta\theta_m = \varphi^- - \varphi^+ \quad (3.2)$$

$$F(x) = \int_0^x \frac{(\Phi + R^*(x-\alpha))^{n_2} d\alpha}{(1-\alpha)^{n_1} (\Phi - x + \alpha)^{n_2}}$$

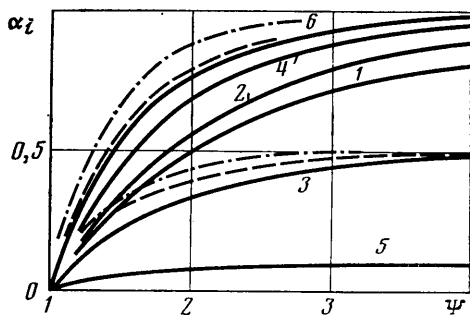


Фиг. 1

Если использовать значение $\varphi^- - \varphi^+$,



Фиг. 2



Фиг. 3

то второе уравнение (3.2) можно привести к виду

$$l = -\frac{r_1' \alpha_1^- u_1^+}{\delta\theta_m}; \quad \varphi^- - \varphi^+ = r_1' (u_1^- - u_1^+) \quad (3.3)$$

$$r_1' = r_1 - r_2 f_s \frac{1-R_s}{1-f_s}$$

Подстановка этого l в первое уравнение (3.2) дает уравнение для коэффициента использования топлива α_1^-

$$y(\alpha_1^-) = \Psi; \quad y(x) = \frac{F(x)}{x}; \quad \Psi = \frac{r_1' AR}{\delta\theta_m} \quad (3.4)$$

Величина Ψ равна отношению интенсивности тепловыделения в реакции горения при максимальных значениях концентрации кислорода и топлива к интенсивности теплопотерь с единицы объема горячей зоны.

Функция $Y(x)$ при некоторых значениях n_1 и n_2 представляется через элементарные функции. Например

$$Y_1(x) = \frac{1}{x} \left(-\frac{\Phi(1+R^*)}{1+\Phi-x} \ln(1-x) \left(1 - \frac{x}{\Phi} \right) + R^* \ln(1-x) \right) \quad n_1 = n_2 = 1$$

$$Y_2(x) = -\frac{\Phi(1+R^*)}{x} \ln \left(1 - \frac{x}{\Phi} \right) - R^* \quad n_1 = 0, n_2 = 1$$

В общем случае для $x \ll \Phi$ с точностью до малых первого порядка имеем

$$Y(x) = 1 + 0,5x [n_1 + n_2(1+R^*)\Phi^{-1}].$$

Функция $Y(x)$ является монотонно возрастающей — ограниченной снизу $Y(x) \geq 1$. Нетривиальное решение уравнения (3.4) существует лишь при $\Psi > 1$. Если $\Psi \leq 1$, то волна сверхвлажного горения затухает. Если $0 < \Psi - 1 \ll 1$, то $\alpha_1^- \approx 2(\Psi - 1)(n_1 + n_2(1 + R^*)\Phi^{-1})^{-1}$. С уменьшением показателей реакции горения n_1 и n_2 величина α_1^- растет, но не может превысить Φ .

При сверхвлажном горении скорость тепловой волны определяется не скоростью выгорания топлива, а скоростью нагнетания воды. В результате в этом случае топливо оказывается в избытке и $\Phi < 1$. При постоянном расходе воздуха с увеличением водовоздушного отношения скорость волны растет, поток воздуха относительно волны уменьшается, в то время как относительный поток топлива возрастает (относительные потоки воздуха и топлива противоположны). В результате с ростом B значение Φ уменьшается.

Функция $Y(x)$ при $x \rightarrow \Phi$ асимптотически стремится к прямой $x = \Phi$ (фиг. 2). При $n_1 < 1$, $n_2 < 1$ кривые располагаются между $Y_1(n_1 = n_2 = 1)$ и асимптотой, прижимаясь к асимптоте с уменьшением n_1 и n_2 . На фиг. 2 это показано на примере $Y_1(x)$, $Y_2(x)$ и $Y(x)$ с $n_1 = 0,25$, $n_2 = 0,75$ (обозначения a , b , c). Номера кривых 1–5 соответствуют значениям $\Phi = 0,9; 0,75; 0,5; 0,25; 0,1$.

При больших значениях Ψ $\alpha_1^- \rightarrow \Phi$, $\alpha_2^+ \rightarrow 1$ (фиг. 3). Номера кривых α_2^+ — четные, уменьшенные на 1, и α_1^- — нечетные, соответствуют значениям Φ на фиг. 2. Асимптотику α_1^- ($\alpha_2^+ = \alpha_1^- / \Phi$) можно получить из выражения Y_1 . Пусть $\alpha_1^- = \Phi(1 - \varepsilon)$ ($\alpha_2^+ = 1 - \varepsilon$) при $\Psi \gg 1$. Тогда

$$\Psi = \frac{1}{\Phi(1 - \varepsilon)} \left(-\frac{\Phi(1 + R^*)}{1 + \Phi\varepsilon} \ln(1 - \Phi + \Phi\varepsilon) + R^* \ln(1 - \Phi + \Phi\varepsilon) \right)$$

Так как $R^* \ll 1$, $\Phi\varepsilon \ll 1$, то $\Psi \approx -\ln(1 - \Phi)\varepsilon$ при $1 - \Phi \gg \varepsilon$ и $\Psi \approx -2 \ln \varepsilon$ при $1 - \Phi \ll \varepsilon$ или $\varepsilon \approx (1 - \Phi)^{-1} \exp(-\Psi)$ при $1 - \Phi \gg \varepsilon$ и $\varepsilon \approx \exp(-0,5\Psi)$ при $\Phi \approx 1$.

Отсюда следует, что в волне сверхвлажного горения ($\Phi < 1$) при $\Psi > 4$ потребляется практически весь кислород, в то время как коэффициент использования топлива равен Φ . С уменьшением Ψ величины α_1^- и α_2^+ уменьшаются. С уменьшением Φ (увеличением B) потребление топлива уменьшается, а кислорода — увеличивается.

Из (3.3) и (2.3) имеем $l = r_1' \alpha_2^+ (f_0 u_3)^- / (R_k \delta \theta_m)$. Отсюда следует, что $l \rightarrow 0$ при $f_0^- u_3^- \rightarrow 0$ или $\alpha_2^+ \rightarrow 0$. Из $u_3^- = 0$ имеем $(\rho w)_3^- = \varphi_3^- v$. Использование этого уравнения и (2.8) дает

$$(\rho w)_3^- = \varphi_3^- (\rho_2^\circ c_2 B_{\max} + \rho_3^\circ c_g) w_3^\circ / c_\sigma$$

Используя приближенное равенство $(\rho w)_3^- \approx (\rho w)_3^\circ$ и пренебрегая малыми величинами, отсюда получим

$$B_{\max} = \frac{\rho_3^\circ c_\sigma}{\rho_2^\circ c_2 \varphi_3^-} = \frac{c_\sigma p_0 T}{\rho_2^\circ c_2 p T_0 m s_3^-} \quad (3.5)$$

Так как $c_d / (\rho_2^\circ c_2) \approx 0,6$; $T/T_0 \sim 2$; $m \sim 0,2$; $s_3^- \sim 0,2$, то $B_{\max} \sim 30 p_0 / p$.

Для широкого диапазона глубин залегания нефтеносных пластов 400–3000 м пластовое давление p меняется в пределах 4–30 МПа и соответственно $B_{\max} \sim 0,75–0,1$, что на 1,5–2 порядка превосходит нижний предел водовоздушного отношения процесса сверхвлажного горения, являющийся верхним пределом B^* влажного горения.

Таким образом, возможность осуществления стационарного процесса сверхвлажного горения определяется условием превосходства максимальной интенсивности горения над интенсивностью средних теплопотерь в окружающую среду, т. е. условием $\Psi > 1$. При $\Psi > 1$ максимальное водовоздушное отношение этого процесса многократно превосходит нижний

предел B^* . Альтернативные критерии, использовавшиеся ранее при исследовании сверхвлажного горения: 1) о полном потреблении топлива, 2) о полном потреблении кислорода, осуществимы как предельные случаи. Имеется область определяющих параметров процесса сверхвлажного горения, в которой коэффициенты использования кислорода и топлива меньше единицы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Важеевский А. Е., Степанов В. П.* О пределах существования влажного внутрипластового горения при изменении водовоздушного отношения.— Сб. науч. тр. Всесоюз. нефтегаз. н.-и. ин-та, 1979, № 69, с. 108–116.
2. *Боксерман А. А., Кутляров В. С.* Об определении длины зоны генерации тепла при сверхвлажном горении.— Сб. науч. тр. Всесоюз. нефтегаз. н.-и. ин-та 1972, вып. 44, с. 62–70.
3. *Стрижов И. Н.* О возможности осуществления процесса сверхвлажного горения.— Нефтепромышленное дело, 1979, № 4, с. 11–15.
4. *Кутляров В. С.* Расчет установившейся стадии процесса сверхвлажного внутрипластового горения.— Сб. науч. тр. Всесоюз. нефтегаз. н.-и. ин-та, 1976, вып. 57, с. 191–198.
5. *Кутляров В. С.* Приближенный расчет инициирования процесса сверхвлажного внутрипластового горения.— Сб. науч. трудов. Всесоюз. нефтегаз. н.-и. ин-та, 1977, вып. 61, с. 151–159.
6. *Dietz D. N., Weijdema J.* Wet and partially quenched combustion.— J. Petrol. Technology, 1968, v. 20, № 4, p. 411–415.
7. *Боксерман А. А., Важеевский А. Е., Степанов В. Л.* Математическая модель квазистационарного внутрипластового горения с учетом кинетики окислительных реакций.— Сб. науч. тр. Всесоюз. нефтегаз. н.-и. ин-та, 1977, вып. 61, с. 85–93.

Москва

Поступила в редакцию
11.VIII.1983